УДК 621.315.592

Электрон-электронные взаимодействия в умеренно легированном гетеропереходе

К.В. Бухенский[1], А.Б. Дюбуа[1], Д.А. Зенков[1], С.И. Кучерявый[2], С.Н. Машнина[1], А.С. Сафошкин[1]
[1]Рязанский государственный радиотехнический университет
[2]Обнинский институт атомной энергетики Национального исследовательского ядерного университета МИФИ

Впервые методика изучения процессов электрон-электронных взаимодействий в полупроводниковых гетероструктурах обоснована в работе [1]. В работе [2] исследовались свойства 2D электронов в полупроводниковых инверсионных слоях при заполнении нескольких подзон размерного квантования. Было исследовано влияние экранирования внешнего потенциала как внешнего возмущения на всю двумерную электронную систему. Оказалось, что влияние вышеуказанного фактора удобно описывать матричной диэлектрической функцией. Было показано, что степень экранирования в двумерном электронном газе, в противоположность объемному случаю, слабо зависит от концентрации электронов.

Решена проблема качественного и количественного исследования вклада электрон-электронных взаимодействий с учетом заряженных примесей в поверхностную проводимость. Используя аппарат гриновских функций [1] нам удалось получить температурные зависимости для электрон-электронного рассеяния для внутри и межподзонных переходов.

Роль внешнего возмущения играет потенциал экранирования в который входит диэлектрическая функция электронного газа. Далее, Фурье – образ внешнего возмущения подставляется в уравнение Больцмана, результатом решения которого является время электрон-электронной релаксации. Зонные диаграммы исследованной наноструктуры были рассчитаны методом самосогласованного решения уравнений Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2}+E(z)\right]\psi(z)=E\psi(z) \qquad (1)$$

и Пуассона

$$E(z)=-eV(z), \quad -\frac{d^2V}{dz^2}=\frac{4\pi\rho(z)}{\chi(\mathbf{q},\omega)}, \qquad (2)$$

где $\chi(\mathbf{q},\omega)$ - диэлектрическая функция.

На рис. 1 показана зависимость $E(z)$, квадрат модуля волновой функции электронов на энергетическом уровне основной E_1 подзоны размерного квантования. Для решения поставленной задачи реальный профиль $E(z)$ зоны проводимости гетероперехода аппроксимируем треугольной ямой, так как это представлено на рис. 1, аналогично [3].

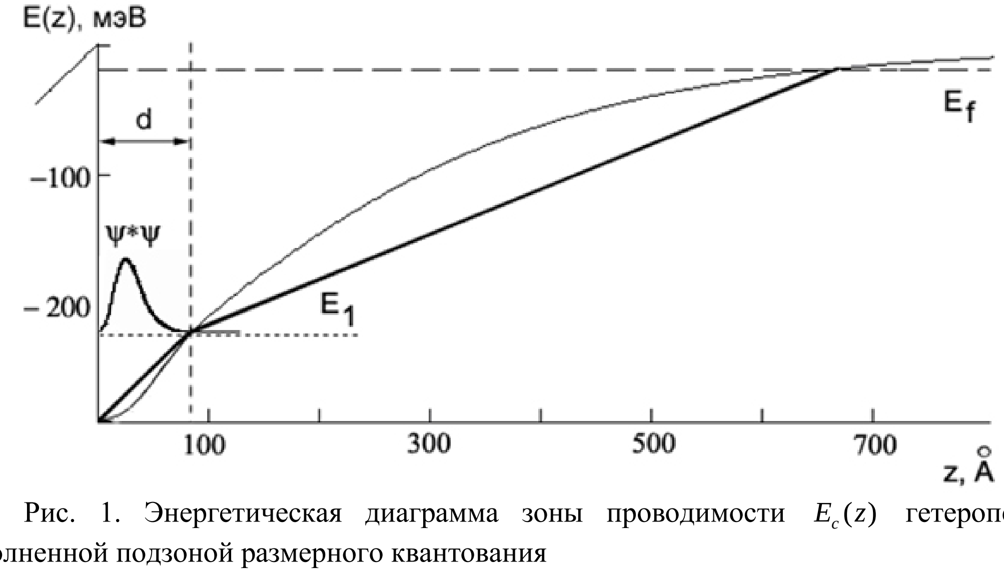

Рис. 1. Энергетическая диаграмма зоны проводимости $E_c(z)$ гетероперехода с одной заполненной подзоной размерного квантования

Тогда Фурье-образ кулоновской экранировки будет иметь вид:

$$V_{ext}(\mathbf{q}) = \frac{1}{S}\int \frac{d^2\mathbf{r}}{(2\pi)^2} e^{-i\mathbf{qr}} E_{ext}(\mathbf{r}) \ , \tag{3}$$

где $S = L^2$, L -линейные размеры системы, а Фурье-образ полной экранировки

$$V_{tot}(\mathbf{q},\omega) = \frac{V_{ext}(\mathbf{q})}{\chi(\mathbf{q},\omega)} \ . \tag{4}$$

Используя приближение хаотических фаз (ПХФ) [4] представим диэлектрическую функцию в виде

$$\chi(\mathbf{q},\omega) = 1 - \frac{e^2}{2\pi q}\int \frac{d^2\mathbf{k}\left(f_{\mathbf{k}-\mathbf{q}/2} - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}/2}\right)}{\hbar^2 \mathbf{k}\cdot\mathbf{q}/m^* + \hbar\omega} \ . \tag{5}$$

С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени “e-e” взаимодействия может быть представлено в виде [5]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{k,m}\sum_{\mathbf{q}} \left|V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q},\omega)\right|^2 \times$$

$$\times \sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}} \delta\left(E_j(\mathbf{k}+\mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p}-\mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})\right) \times$$

$$\times f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} \left(1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right)\left(1 - f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}\right), \tag{6}$$

где $V_{tot}(\boldsymbol{q},\omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования, который является Фурье-образом внешнего потенциала экранировки $V_{ext}(\boldsymbol{r})$. Получаем:

$$V_{tot}(\boldsymbol{q},\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{\infty} V_{ext}(\boldsymbol{r}) \exp\left[-(\boldsymbol{qr} - \omega t)\right] d^2\boldsymbol{r} \ . \tag{7}$$

Функция $V_{tot}(\mathbf{q},\omega)$ имеет в комплексной плоскости частот особую точку, поэтому следует вначале проводить суммирование по волновым векторам $\mathbf{k}, \mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$, а уже затем интегрирование по частоте ω. Необходимо также отметить, что в большинстве работ по исследованию электрон-электронных взаимодействий используется статический предел так, что $\chi(\mathbf{q},\omega) \equiv \chi(\mathbf{q},0)$. В нашей задаче функция распределения имеет достаточно сложную структуру. И поэтому возможно ожидать резонансные отклики на непрерывный спектр потенциала внешнего возмущения. Следовательно, решение поставленной задачи требует исследования частотной зависимости $V_{tot}(\mathbf{q},\omega)$ в (6) с использованием приближения хаотических фаз, суть которого состоит в пренебрежении связью между изменениями Фурье – образов плотностей, относящихся к разным длинам волн.

Литература.

1. *Pines D., Nozieres P.* The theory of quantum liquids. W.A. Benjamin, Inc. New York, Amsterdam, 1966, 383 p.
2. *Dubois A.B.* Electron-electron interactions in moderately-doped heterojunction Proceedings of Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 2010, Vol. 2, 1(5), 24-27.
3. *Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhenskyy K.V., Dubois A.B., Dvoretskova E.A., Gordova T.V., Kucheryavyy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S.* Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. // Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. 2014. Vol. 5. Issue 3. PP. 343-353
4. *Bukhenskyy K.V., Dubois A.B., Gordova T.V., Kucheryavyy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S.* – Electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Physics Procedia. – 2015. – Vol. 71. – pp. 359 – 363.
5. *A V Baskakova, K V Bukhenskyy, A B Dubois, S I Kucheryavyy, S N Mashnina and A S Safoshkin* – Kinetic processes in heavily doped semiconductor heterojunctions. – Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Volume 747, Number 1, 012026.